

УДК 548.0

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН С НЕОДНОРОДНЫМИ СРЕДАМИ С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМИ ПАРАМЕТРАМИ

О.С. ЕРИЦЯН, А.А. ПАПОЯН, О.М. АРАКЕЛЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 28 декабря 2004 г.)

Решена задача наклонного прохождения электромагнитной волны через слой со спиральной структурой (СС). Проанализированы особенности дифракционного отражения (ДО). В случае отрицательных электромагнитных параметров (ОЭП) объяснена обнаруженная ранее авторами инверсная к поляризации селективность ДО. Проведен расчет накопителя на СС из кристалла  $MgF_2$  в частотной области наличия ОЭП. Показана возможность дифракции волн оптических частот на периодических неоднородностях кристалла при наличии ОЭП.

### 1. Введение

Наблюдавшийся в 1960-х–70-х годах интерес к оптике спиральных структур охватывал в основном случай распространения вдоль оси спиральности среды. В отличие от этого случая, задача наклонного распространения решена только приближенно [1,2]. Между тем, хорошо известный метод сложения слоев Амбарцумяна [3], а также основанные на нем работы (см., например, [4]) дают возможность решить эту задачу, что и сделано во втором параграфе настоящей статьи. В последнее время наблюдается интерес к искусственным средам с отрицательными параметрами [5–11]. При этом внимание уделяется однородным изотропным средам. Сочетание отрицательных параметров со спиральной неоднородностью структуры приводит к новым особенностям сред со СС, которые рассмотрены в §3.

Необратимость волн, заключающаяся в нарушении принципа оптической обратимости [12] и имеющая в связи с этим принципиальный интерес, приводит также к неодинаковости оптических характеристик слоев при прохождении через них электромагнитной волны. Такая неодинаковость дает возможность создавать оптические диоды и накопители. Оптическая асимметрия может быть создана также без необратимости волн [13,14]. В [15] рассмотрены разные возможности создания накопителей; при этом указано на возможность создания оптической асимметрии не только для электромагнитных волн, но и для механических.

В настоящей работе, в четвертом параграфе, рассмотрен вопрос о создании накопителей электромагнитной энергии на спиральных структурах из кристалла  $MgF_2$ , у которого имеются как положительные, так и отрицательные электромагнитные параметры. Использование этого кристалла дает возможность получить оптическую асимметрию в микронной области длин волн, в отличие от упомянутых выше случаев оптической асимметрии, относящихся к видимой и СВЧ областям спектра. В последнем, 5-ом параграфе обсуждаются задачи, относящиеся к дифракции волн оптических частот на периодических неоднородностях кристалла при наличии ОЭП и учету пространственной дисперсии. Длины волн, необходимо короткие для дифракции на неоднородностях кристалла, обеспечиваются соответствующим выбором направления распространения – с использованием открытого характера поверхности волновых векторов [16]. Ввиду малых длин волн может оказаться существенной также пространственная дисперсия (ПД) диэлектрической проницаемости, включая волны рентгеновских частот.

## 2. Решение задачи наклонного прохождения электромагнитной волны через слой со спиральной структурой

Спиральную структуру представим, как обычно, в виде сложенных в стопку анизотропных пластинок одинаковой толщины из одноосного кристалла, оптическая ось которых лежит в плоскости их границы. В случае однородной спирали каждая из пластинок повернута относительно предыдущей в одну и ту же сторону на один и тот же угол. Если спираль неоднородная, то указанный угол не постоянен при переходе от одной пластинки к другой. Проведем ось  $z$  перпендикулярно стопке. Направление оси  $z$  будем называть направлением "слева направо". Пусть внешняя волна падает на стопку слева. Обозначим коэффициенты отражения и прохождения  $a$ -ой пластинки через  $R_a$  и  $T_a$ , а соседней –  $b$ -ой пластинки (находящейся правее) через  $R_b$  и  $T_b$ . Соответствующие величины при падении волны справа обозначим через  $\tilde{R}_a, \tilde{T}_a, \tilde{R}_b, \tilde{T}_b$ . Для пары пластинок  $a$  и  $b$  имеем [3,4]:

$$\begin{aligned} R_{a+b} &= \tilde{T}_a R_b (I - \tilde{R}_a R_b)^{-1} T_a + R_a, & \tilde{R}_{a+b} &= T_b \tilde{R}_a (I - R_b \tilde{R}_a)^{-1} \tilde{T}_b + \tilde{R}_b \\ T_{a+b} &= T_b \tilde{R}_a (I - \tilde{R}_a R_b)^{-1} T_a, & \tilde{T}_{a+b} &= \tilde{T}_a (I - R_b \tilde{R}_a)^{-1} \tilde{T}_b. \end{aligned} \quad (1)$$

Пользуясь формулами (1), можно вычислить величины  $R, T$  для всей стопки – последовательным добавлением все новых и новых пластинок, каждую вновь добавляемую пластинку считая пластинкой  $b$ , а уже сформированную неполную стопку – пластинкой  $a$ .

На рис.1 приведены кривые частотной зависимости коэффициента отражения для углов падения  $\theta = 45^\circ$  (рис.1а) и  $\theta = 75^\circ$  (рис.1б). С увеличением угла падения наблюдается смещение области дифракционного отражения в сторону больших частот. Это можно в общих чертах понять, имея в виду, что при увеличении угла падения нормальные к границе компоненты волновых

векторов уменьшаются, и для восстановления ситуации брэгговского отражения они должны быть увеличены, что достигается увеличением частоты. Это – общее для дифракции в периодических средах свойство, известное из физики рентгеновских лучей в обычных кристаллах и проявляющееся здесь в средах со спиральной структурой. Имеет место также постепенное вовлечение области дифракционного отражения в область осцилляций.

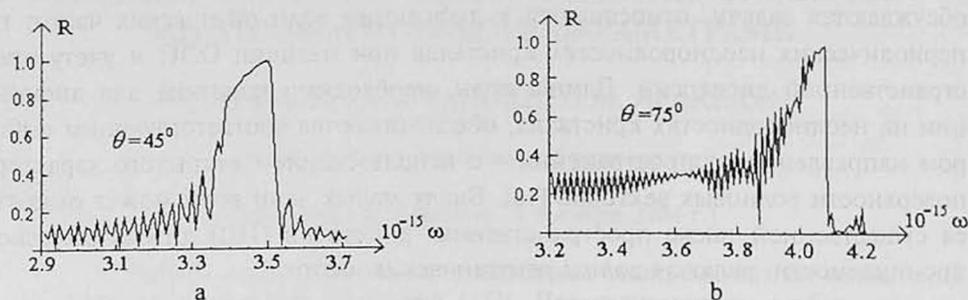


Рис.1. Частотная зависимость энергетического коэффициента отражения от среды с параметрами:  $\epsilon_{\parallel} = 2,29$ ,  $\epsilon_{\perp} = 2,143$ , толщина слоя  $d=100 \sigma$ , шаг спирали  $\sigma = 0,42$  мкм, угол падения  $\theta = 45^{\circ}$  (а),  $\theta = 75^{\circ}$  (б).

В отличие от однородных толстых слоев ( $d/\sigma \cdot |\epsilon_1 \epsilon_2| / |\epsilon_1 + \epsilon_2| \gg 1$ ,  $d$  – толщина слоя,  $\sigma$  – шаг спирали,  $\epsilon_{1,2}$  – компоненты диэлектрического тензора), в случае неоднородных или тонких однородных слоев дифракционная теория неприменима даже приближенно. Метод сложения слоев пригоден также для таких случаев. На рис.2 приведены частотные зависимости коэффициента отражения для однородного (рис.2а) и неоднородного (рис.2б) твист-слоев (на толщине слоя помещается всего один виток, и нет периодичности вообще).

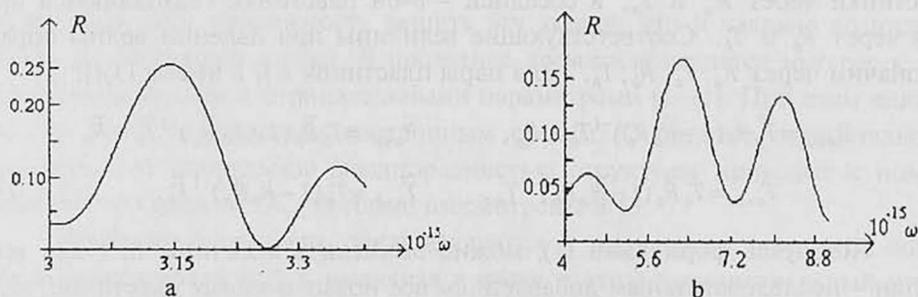


Рис.2. Частотная зависимость энергетического коэффициента отражения от твист-слоя (а – однородный слой, б – неоднородный слой). Параметры однородного твист-слоя:  $\epsilon_{\parallel} = 2,1$ ,  $\epsilon_{\perp} = 1,5$ , шаг спирали  $\sigma = 0,42$  мкм, толщина слоя  $d = 0,42$  мкм. Параметры неоднородного твист-слоя:  $\epsilon_{\parallel} = 2,1$ ,  $\epsilon_{\perp} = 1,5$ , дифференциальный шаг спирали меняется линейно от 7,7 мкм на первой границе слоя (на которую падает внешняя волна) до 0,42 мкм на второй границе; толщина слоя  $d = 0,42$  мкм.

### 3. Спиральные структуры с отрицательными ЭП. Инверсная селективность к поляризации при дифракции

Известно [1], что одной из самых характерных особенностей сред со спиральной структурой является селективность к поляризации при дифракционном отражении: волна с правой (левой) круговой поляризацией испытывает дифракционное отражение в среде, закрученной по правой (левой) спирали. С другой стороны, как показано в [15], при наличии отрицательных параметров имеет место обратная селективность: волна с правой (левой) круговой поляризацией испытывает дифракционное отражение в среде, закрученной по левой (правой) спирали. В настоящем пункте дано объяснение этому свойству спиральных структур, обнаруженному впервые в [15].

Как известно, в ситуации дифракционного отражения поле волны в среде можно представить как сумму двух встречных волн с одинаковой круговой поляризацией, знак которой совпадает со знаком спирали среды [17] (см. также [12], третья работа). Частоты  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  границ области дифракционного отражения определяются из [12]:

$$\frac{\omega_1}{c} \varepsilon_1 \mathcal{E}_x - iaH_x = 0, \quad ia\mathcal{E}_x + \frac{\omega_1}{c} \mu_1 H_x = 0, \quad (1a)$$

$$\frac{\omega_2}{c} \varepsilon_2 \mathcal{E}_y + iaH_y = 0, \quad ia\mathcal{E}_y + \frac{\omega_2}{c} \mu_2 H_y = 0, \quad (16)$$

где  $\mathcal{E}_x, \mathcal{E}_y, H_x, H_y$  – проекции полей на локальные оси среды,  $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \mu_1, \mu_2$  – компоненты диэлектрического и магнитного тензоров на эти оси,  $a = 2\pi/\sigma$ ,  $\sigma$  – шаг спирали. В литературе встречаются только ситуации, когда  $\varepsilon_{1,2} > 0$ ,  $\mu_{1,2} > 0$ . Если же среди  $\varepsilon_{1,2}$ ,  $\mu_{1,2}$  есть отрицательные компоненты, то картина дифракции по отношению к селективности к поляризации меняется, как отмечено выше.

Инверсную селективность можно объяснить, рассматривая вместе с направлениями фазовых скоростей выше отмеченных прямой и обратной циркулярно поляризованных волн также направления потоков энергии. Усредненные по периоду волны  $z$ -компоненты векторов Пойнтинга для прямой и обратной волн имеют вид

$$\bar{S}_{\text{прям.}} = \frac{1}{16\pi} \frac{\omega \varepsilon_1}{a} |\mathcal{E}_x|^2, \quad (2a)$$

$$\bar{S}_{\text{обр.}} = -\frac{1}{16\pi} \frac{\omega \varepsilon_1}{a} |\mathcal{E}_x|^2; \quad (26)$$

при этом прямой волной в среде названа та, у которой фазовая скорость сонаправлена с фазовой скоростью падающей волны (последняя падает из вакуума). Соотношения (2a), (26) относятся к частоте

$$\alpha_1 = \frac{ac}{\sqrt{\varepsilon_1 \mu_1}}, \quad (3)$$

определяемой из (1а). Предполагая действительность частоты, мы считаем, что в случае  $\varepsilon_1 < 0$  должно быть отрицательным также и  $\mu_1$ .

Пусть, для конкретности, спираль правая, а  $\varepsilon_1$  и  $\mu_1$  положительны. Тогда в падающей волне в случае положительных ЭП электрическое поле вращается во времени по левому винту вокруг оси  $z$  (направленной в глубину среды из области, откуда падает волна). В среде возбуждается прямая волна с тем же направлением обхода поля, уносящая энергию вглубь среды. Обратная волна возвращает эту энергию назад. Сказанное есть известное представление картины ДО. Если же  $\varepsilon_1$  и  $\mu_1$  отрицательны, то уносящей энергию вглубь среды волной окажется, согласно (2а), (2б), обратная волна, у которой поле вращается вокруг оси  $z$  по правому винту. Энергию от падающей волны должна получать именно эта волна в среде, поэтому в падающей волне также должно иметь место вращение поля по левому винту вокруг оси  $z$ , т.е. падающая волна должна быть левополяризованной. Таким образом в случае отрицательных ЭП селективность дифракционного отражения к поляризации получается обратной селективности в случае сред с положительными ЭП.

#### 4. Накопители электромагнитной энергии на кристалле $\text{MgF}_2$ при наличии отрицательных ЭП

В работе [15] рассмотрены разные типы накопителей волновой энергии, основанных на необратимости волн и разных видах оптической асимметрии, установленных в [12-14]. Накопители на асимметрии при дифракции, рассмотренные в [15], могут быть основаны, например, на холестерических жидких кристаллах и работать в видимой области частот. В [15] рассмотрена также возможность создания асимметрии для механических волн. Возможность осуществления оптической асимметрии в области СВЧ рассмотрена в [14]. В настоящем параграфе рассмотрены накопители для излучения в микронной области, основанные на спиральной структуре из кристалла  $\text{MgF}_2$  при наличии у него отрицательной компоненты действительной части диэлектрического тензора. Мы приведем здесь результаты расчета коэффициента накопления.

На рис.3а представлена частотная зависимость коэффициента накопления для накопителя с асимметричным элементом и зеркалом (см. [15]), работающего на многослойной (10 слоев) спиральной структуре из  $\text{MgF}_2$ ; толщина каждого слоя 1.06 мкм, спираль содержит один виток (твист-слой). Расстояние между спиральным слоем и зеркалом 1 см. Область, в которой одна из компонент  $\varepsilon'_{ij}$  отрицательна, показана жирным отрезком на оси абсцисс. Падающая волна имеет  $s$ -поляризацию. На рис.3б приведена зависимость коэффициента накопления от расстояния между спиральным слоем и зеркалом.

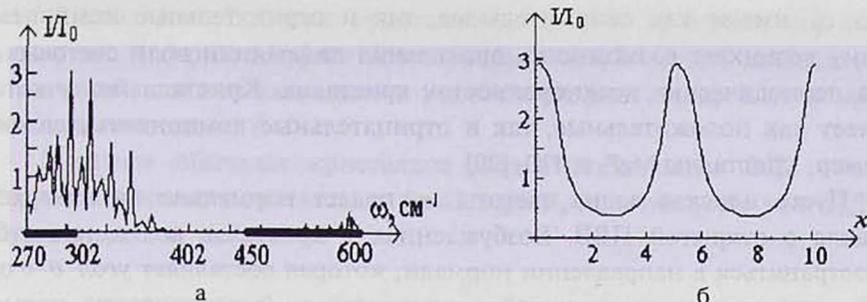


Рис.3. а) Частотная зависимость коэффициента накопления  $III_0$ . Спиральный слой состоит из 10 подслоев, толщина каждого подслоя  $d = 1,06$  мкм. б) Зависимость коэффициента накопления  $III_0$  от расстояния  $d$  между спиральным слоем и зеркалом в интервале  $1 \text{ см} \leq d \leq 1 \text{ см} + \chi\lambda$ ; длина падающей волны  $\lambda = 3,3$  мкм,  $\epsilon_{\parallel}' = 8,068$ ,  $\epsilon_{\parallel}'' = 0,512i$ ,  $\epsilon_{\perp}' = 0,315$ ,  $\epsilon_{\perp}'' = 0,33i$ . Спиральный слой состоит из 10 подслоев, толщина каждого подслоя  $1,06$  мкм.

Отметим, что, несмотря на большую величину мнимых частей у  $\epsilon_{ij}$ , наблюдается заметное накопление. Как следует из экспериментальных результатов, приведенных в работе [18], присутствие больших мнимых частей приводит не к большому поглощению при обычных значениях отражения, а к большим значениям коэффициента отражения. По-видимому, это способствует процессу накопления. Тем не менее следует подчеркнуть, что при малых значениях мнимых частей  $\epsilon_{ij}$  в спиральных структурах при наличии отрицательных ЭП коэффициент накопления достигает больших значений. Так, например, при  $\epsilon_1' = -1,5$ ,  $\epsilon_2' = -2,1$ ,  $\mu_1' = \mu_2' = -1$ ,  $\epsilon_1'' = \epsilon_2'' = \mu_1'' = \mu_2'' = 10^{-4}$  коэффициент накопления  $III_0$  достигает 60 [15].

### 5. О дифракции и ПД при наличии ОЭП

В настоящем пункте коротко рассмотрим некоторые ситуации проявления ПД и дифракции в кристаллах, в частности – при наличии ОЭП; обстоятельное решение соответствующих задач отложим на последующие сообщения.

В однородных кристаллах, у которых диэлектрический тензор имеет как положительные компоненты, так и отрицательные, поверхность волновых векторов (ПВВ) в отсутствие поглощения открыта [16]. В случае одноосных кристаллов ПВВ для необыкновенной волны – гиперболоид вращения, поэтому при приближении направления распространения к направлениям асимптот гиперболоида модуль волнового вектора стремится к бесконечности (а длина волны – к нулю). При наличии поглощения ПВВ "замыкается", но возможность осуществления на оптических частотах необычно коротких длин волн остается (в связи с тем, что указанная особенность, относящаяся к длине волны, а также другие особенности, остаются также и при поглощении [19], мы назовем ПВВ открытой также при наличии поглощения, если

только  $\varepsilon'_{ij}$  имеют как положительные, так и отрицательные компоненты). Поэтому возникает возможность проявления дифракции волн световых частот на периодических неоднородностях кристалла. Кристаллами, у которых  $\varepsilon'_{ij}$  имеет как положительные, так и отрицательные компоненты, являются, например, кристаллы  $MgF_2$  и  $TiO_2$  [20].

Пусть плоская волна частоты  $\omega$  падает нормально на поверхность кристалла с открытой ПВВ. Возбужденная в кристалле волна также будет распространяться в направлении нормали, которая составляет угол  $\theta$  с оптической осью кристалла, лежащей в плоскости  $xy$  ( $z$ -направление нормали). Волновой вектор преломленной необыкновенной волны определяется из соотношения

$$k^2 = k_z^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \left( \frac{\sin^2 \theta}{\varepsilon_{\parallel}} + \frac{\cos^2 \theta}{\varepsilon_{\perp}} \right)^{-1} \quad (4)$$

( $\varepsilon_{\parallel}$  – компонента  $\varepsilon_{ij}$  вдоль оптической оси,  $\varepsilon_{\perp}$  – компонента в перпендикулярных к этой оси направлениях).

Ввиду больших значений  $k_z$ , при  $\theta$ , близких к  $\theta_0 = \arctg \sqrt{|\varepsilon_{\parallel} / \varepsilon_{\perp}|}$ , будем учитывать периодическую неоднородность кристалла. Для этого представим диэлектрическую проницаемость в виде

$$\hat{\varepsilon} = \hat{\varepsilon}^0 + \hat{\varepsilon}^{(1)}(e^{irz} + e^{-irz}), \quad (5)$$

считая  $|\varepsilon_{ij}^{(1)}| \ll |\varepsilon_{ij}^0|$ . Поступая так же, как в [21], для частного решения неоднородного волнового уравнения, определяющего поле, возникающее из-за наличия периодической неоднородности кристалла, получаем (выписываем только  $x$ -компоненту)

$$E_{\text{неод.}}^{-1} = \frac{(\varepsilon_{xx}^1 \varepsilon_{zz}^0 - \varepsilon_{zx}^1 \varepsilon_{xz}^0) E_x^0 + (\varepsilon_{xz}^1 \varepsilon_{zz}^0 - \varepsilon_{zz}^1 \varepsilon_{xz}^0) E_z^0}{\varepsilon_{zz}^0 [(k_z - \tau)^2 c^2 \omega^{-2} - \varepsilon_{xx}^0] + \varepsilon_{xz}^0 \varepsilon_{zx}^0}, \quad (6)$$

где  $E_z^0$  –  $z$ -компонента поля преломленной волны без учета периодической неоднородности кристалла.

Пусть частоты – оптические, т.е.  $(\omega/c) \sim 10^5$ . Так как  $\tau \sim 10^8 \text{ см}^{-1}$  ( $\tau \sim 1/a_0$ ,  $a_0$  – межатомные расстояния), а в случае обычных кристаллов  $k \sim 10^5 \text{ см}^{-1}$ , то  $|\tau| \gg k_z$ , и значение первого члена в квадратных скобках в знаменателе (6) – порядка  $10^6$ . Указанный член будет иметь меньшее значение, и, следовательно, амплитуда  $E_{\text{неод.}}^{-1}$  будет иметь сравнительно большие значения, если  $k_z$  будет близко к  $\tau$ . Именно это, согласно (4), осуществляется в кристаллах с открытой ПВВ.

Ввиду малых значений длин волн в кристаллах с разными знаками у компонент  $\varepsilon'_{ij}$ , могут стать значительными также эффекты ПД. Рассмотрим ПД во втором порядке, пользуясь материальными уравнениями [22]

$$D = \hat{\varepsilon} E + \delta \text{rot rot } E, \quad B = H, \quad (7)$$

считая  $\delta$  скаляром. В случае кристалла, в котором  $\varepsilon'_{ij}$  имеют как положительные, так и отрицательные компоненты,  $\text{rot rot } \mathbf{E}$  может достигать больших значений, пока не сказывается уменьшение угла между  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{E}$  при росте  $\mathbf{k}$  в зависимости от  $\theta$ .

В случае обычных кристаллов (без отрицательных ЭП) в области рентгеновских частот, считая  $\varepsilon$  и  $\delta$  скалярами, получаем, что учет ПД эквивалентен замене  $\varepsilon$  на

$$\tilde{\varepsilon} = \frac{\varepsilon}{1 - \frac{\omega^2}{c^2} \delta}. \quad (8)$$

Таким образом, учет ПД сводится к тому, что вместо  $\varepsilon$  фигурирует  $\tilde{\varepsilon}$ . При переходе от оптических частот к более высоким частотам эффект ПД определяется не одним только параметром пространственной дисперсии  $\delta$ , но также и частотой, рост которой может обеспечить ощутимый эффект отличия  $\tilde{\varepsilon}$  от  $\varepsilon$ , несмотря на то, что с увеличением  $\omega$  можно ожидать уменьшения  $\delta$ . Поэтому не исключается проявление ПД в рентгеновской области частот, о чем было сказано во Введении. Отметим появление в последнее время интереса к ПД для рентгеновских лучей в кристаллах [23].

Настоящая статья от имени О.С.Ерицяна посвящается 80-летию его учителя акад. Г.М.Гарибяна, указавшему ему в 1970-х годах на возможность проявления ПД в рентгеновской области длин волн.

## ЛИТЕРАТУРА

1. В.А.Беляков, А.С.Сонин. Оптика холестерических жидких кристаллов. М., Наука, 1982.
2. В.А.Киеня, И.В.Семченко. Кристаллография, **39**, 514 (1994).
3. В.А.Амбарцумян. Научные труды, т. I, Ереван, АН Арм. ССР, 1960.
4. О.В.Микичян. Сообщения Бюраканской обсерватории, **BLV**, 5, (1984).
5. В.Г.Веселаго. УФН, **92**, 517 (1967).
6. D.R.Smith et al. Phys. Rev. Lett., **84**, 4184 (2000).
7. J. V.Pendry. Phys. Rev. Lett., **85**, 3966 (2000).
8. N.Carcia et al. Opt. Lett., **27**, 885 (2002).
9. M.Notomi et al. Opt. and Quantum Electronics, **34**, 133 (2002).
10. J.V.Pendry et al. Phys. Rev. Lett., **76**, 4773 (1996).
11. Y.Zhang et al. Phys. Rev. Lett., **91**, 157404, (2003).
12. О.С.Ерицян. Изв. АН АрмССР, Физика, **3**, 217 (1968); УФН, **138**, 645 (1982); Оптика гиротропных сред и холестерических жидких кристаллов, Ереван, "Айастан", 1988, ЖЭТФ, **117**, 115 (2000); Mol. Cryst. and Liq. Crust., **E9**, **348**, 79 (2000).
13. О.С.Ерицян и др. Изв НАН Армении, Физика, **29**, 52 (1994).
14. О.С.Ерицян и др. Изв НАН Армении, Физика, **37**, 244 (2002).
15. О.С.Ерицян и др. Изв НАН Армении, Физика **39**, 301 (2004).
16. О.С.Ерицян. Кристаллография, **33**, 461 (1978).
17. Е.И.Кац. ЖЭТФ, **59**, 1854 (1970).
18. О.С.Ерицян и др. Изв НАН Армении, Физика (в печати).
19. О.С.Ерицян и др. Изв НАН Армении, Физика, **38**, 312 (2003).
20. В.В.Брыксин и др. ФТТ, **15**, 1118 (1973).
21. О.С.Мергелян и др. Изв. АН Арм. ССР, Физика, **5**, 233 (1970).

22. В.М.Агранович, В.Л.Гинзбург. Кристаллография с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов. М., Наука, 1972.
23. В.Е.Дмитриенко и др. Тезисы докладов Национ. конфер. по применению рентгеновского излучения. М., ДК РАН, 2001, с. 419.

ԷԼԵԿՏՐՈՄԱԳՆԻՍՏԱԿԱՆ ԱԼԻԶՆԵՐԻ ՓՈԽԱԶԳԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ  
ԲԱՅԱՍՏԱԿԱՆ ԷԼԵԿՏՐՈՄԱԳՆԻՍՏԱԿԱՆ ՊԱՐԱՄԵՏՐԵՐՈՎ  
ԱՆՀԱՄԱՍԵՌ ՄԻՋԱՎԱՅՐԵՐԻ ՀԵՏ

Հ.Ս. ԵՐԻՏՅԱՆ, Ա.Ա. ՊԱՊՈՅԱՆ, Հ.Մ. ԱՐԱԿԵԼՅԱՆ

Լուծված է պարորային միջավայրի շերտով էլեկտրամագնիսական ալիքի քեր անցման խնդիրը: Վերլուծված են դիֆրակցիոն անդրադարձման առանձնահատկությունները: Բացատրված է հեղինակների կողմից բացասական էլեկտրամագնիսական պարամետրերի դեպքում նախապես հայտնաբերած հակադարձ ընտրողականությունը քլեռացման նկատմամբ: Կատարված է  $MgF_2$  բյուրեղի վրա հիմնված կուտակիչի հաշվարկը: Ցույց է տրված ալիքների դիֆրակցիայի հնարավորությունը բացասական էլեկտրամագնիսական պարամետրերով բյուրեղի անհամասեռությունների վրա օպտիկական հաճախությունների դեպքում:

INTERACTION OF ELECTROMAGNETIC WAVES WITH INHOMOGENEOUS  
MEDIA HAVING NEGATIVE ELECTROMAGNETIC PARAMETERS

H.S. ERITSYAN, A.A. PAPOYAN, H.M. ARAKELYAN

The problem of transmission of an electromagnetic wave oblique incident onto a helical medium layer is solved. The features of the diffractive reflection are analyzed. The inverse selectivity property with respect to the polarization in the case of negative electromagnetic parameters is explained. The calculations for a storage based on a  $MgF_2$  crystal are made. The possibility of diffraction on the inhomogeneities of a crystal with negative electromagnetic parameters is shown.